

V703

Das Geiger-Müller-Zählrohr

David Rolf

david.rolf@tu-dortmund.de

Jonah Blank

jonah.blank@tu-dortmund.de

Durchführung: 10.04.2018

Abgabe: 17.04.2018

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Das Geiger-Müller-Zählrohr	3
2.2	Totzeit eines Geiger-Müller-Zählrohres	4
2.2.1	Nachentladungen und Charakteristik	5
2.2.2	Totzeit-Bestimmung: Zwei-Quellen-Methode	5
2.3	Freigesetzte Ladungsmenge pro eindringendem Teilchen	6
3	Aufbau	6
4	Durchführung	7
4.1	Charakteristik des GMZ	7
4.2	Totzeit des GMZ	7
4.2.1	Totzeit-Messung über das Oszilloskop	7
4.2.2	Totzeit-Messung mit zwei Quellen	7
4.3	Freigesetzte Ladungsmenge pro eindringendem Teilchen	7
5	Auswertung	7
5.1	Die Zählrohr-Charakteristik	9
5.2	Bestimmung der Totzeit	11
5.3	Bestimmung der freigesetzten Ladungsmenge pro einfallendem Teilchen	11
6	Diskussion	12
	Literatur	13

1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist die Plateau-Steigung und die Totzeit eines Geiger-Müller-Zählrohrs, sowie die pro Teilchen freigesetzte Ladungsmenge zu bestimmen. Des Weiteren soll die im Fall von Nachentladung auftretende Verzögerung zwischen Primär- und Nachladeimpuls gemessen werden.

2 Theorie

2.1 Das Geiger-Müller-Zählrohr

Das verwendete Zählrohr besteht, wie in Abbildung 1 zu sehen ist, aus einem Zylindermantel aus Stahl, der als Kathode dient und einem Anodendraht. Zwischen Mantel und Draht wird eine Spannung von $U = 300 - 2000\text{V}$ angelegt. Das dadurch entstehende elektrische Feld in Abhängigkeit vom Abstand r zur Zählrohrachse ist gegeben durch

$$E(r) = \frac{U}{r \ln\left(\frac{r_K}{r_A}\right)},$$

wobei r_K und r_A die Radien des Zählrohrmantels bzw. des Drahtes sind.

Die eine Seite des Zylinders ist geschlossen auf der anderen befindet sich ein aus Mylar-

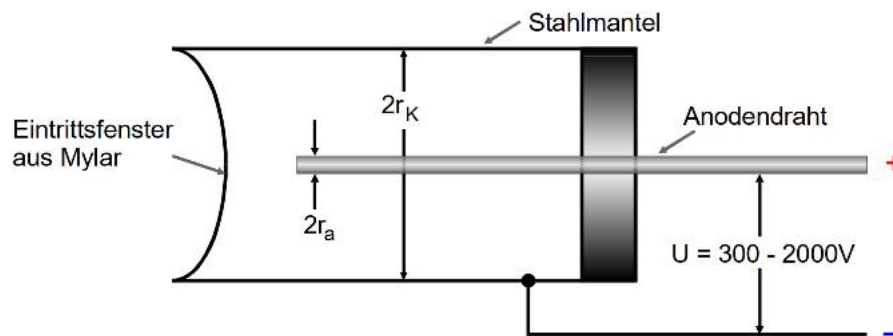


Abbildung 1: Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohrs [1].

folie bestehendes Endfenster, durch das die Teilchen eindringen können. Das Zählrohrinnere ist mit einem Gasgemisch gefüllt. Dringen Teilchen durch das Fenster ein, stoßen sie mit dem Gas, bis ihre gesamte Energie durch Ionisation und Anregung des Gases aufgebraucht ist.

Abhängig von der angelegten Spannung (siehe Abbildung 2) kommen mehr oder weniger der ausgelösten Elektronen beim Draht an. Bei niedrigen Spannungen rekombinieren viele der freien Elektronen schnell wieder mit den entstandenen Gasionen und gelangen somit nicht zum Draht. Bei höheren Spannungen hingegen können die Elektronen so sehr beschleunigt werden, dass sie ihrerseits wieder durch Stöße das Gas weiter ionisieren und somit ihre Anzahl in einer Townsend-Lawine stark erhöhen [1].

Bei weiterer Spannungserhöhung kommt es durch die vielen angeregten Gas-Atome zu

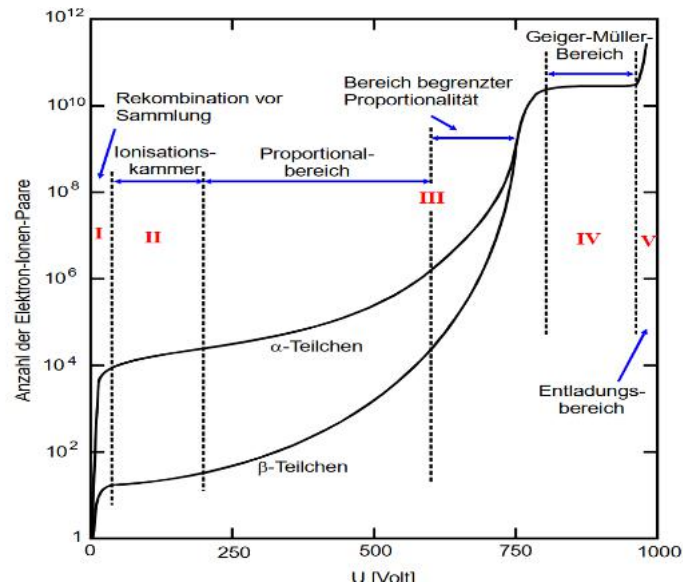


Abbildung 2: Halblogarithmische Darstellung Elektronen-Ionen-Paare in Abhängigkeit von der Spannung U [1].

Photonenemissionen, wenn diese in ihren Grundzustand zurückkehren. Da die Photonen neutral geladen sind breiten sie sich auch senkrecht zum E-Feld aus, sodass sich die Elektronen-Lawine auf das ganze Zählrohr ausweitert (Bereich IV, Abb.2).

2.2 Totzeit eines Geiger-Müller-Zählrohrs

Als Totzeit T wird der Zeitraum bezeichnet, indem das Zählrohr unempfindlich gegen neue Anregungen durch eindringende Teilchen ist (siehe Abb.??). Da sich die erzeugten Ionen auf Grund ihrer Trägheit für längere Zeit um den Anodendraht herum aufhalten und so das elektrische Feld schwächen, werden keine neuen Teilchen registriert, bis die Ionen zum Zylindermantel abwandern [1]. Die ursprüngliche Impulsstärke wird erst wieder erreicht, sobald alle Ionen neutralisiert sind.

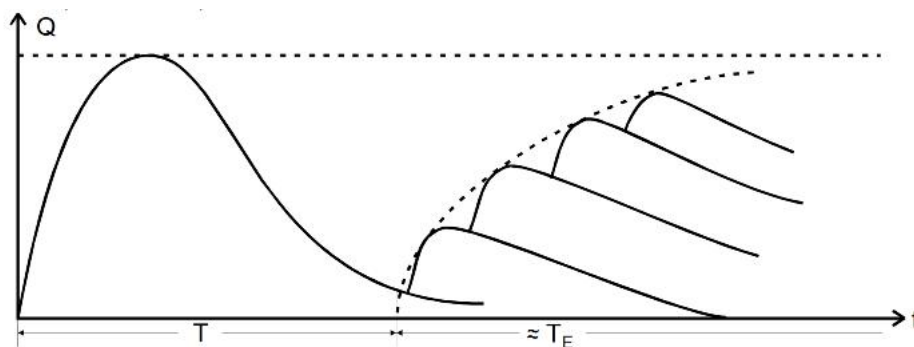


Abbildung 3: Ladung pro Teilchen in Abhängigkeit von der Zeit [1].

2.2.1 Nachentladungen und Charakteristik

Bei der Neutralisation der Ionen entsteht genügend Energie, damit bei ihrem Auftreffen auf den Zylindermantel wieder Elektronen freigesetzt werden können, die auf ihrem Weg zum Anodendraht erneut Stoßionisationen und damit die Zählrohrentladung wieder neu zünden können. So kann es ohne das ein neues Teilchen eingetreten ist zu mehreren zeitlich versetzten Impulsen kommen, wie sie in Abbildung ?? zu sehen sind. Zur Vermeidung solcher Nachentladungen können verschiedene Gase zur Gasmischung hinzugefügt werden, die die Elektronen abfangen.

Um die Qualität eines Zählrohrs zu bestimmen muss der Bereich *IV* aus Abbildung 2 genauer betrachtet werden. Die Abbildung 4 zeigt diesen Ausschnitt noch einmal vergrößert. Der zusehende lineare Teil des Graphen wird als Plateau bezeichnet und hätte

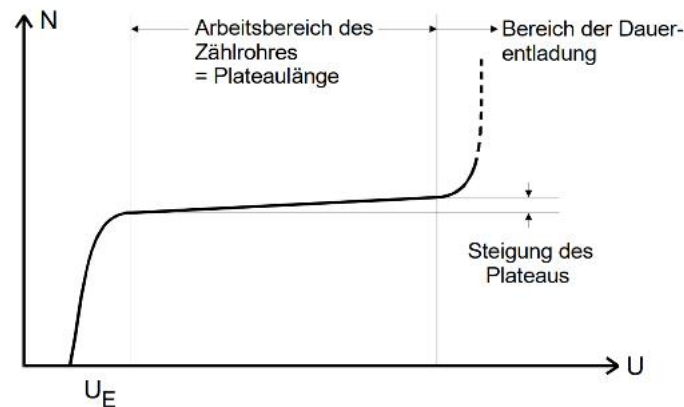


Abbildung 4: Charakteristik eines Geiger-Müller-Zählrohrs [1].

bei einem idealen Zählrohr eine Steigung 0. Es können jedoch nicht alle Nachentladungen durch Gaszusätze verhindert werden, sodass diese zu einem leichten Anstieg führen. Je geringer dieser und je größer der Spannungsbereich des Plateaus desto besser das Zählrohr

2.2.2 Totzeit-Bestimmung: Zwei-Quellen-Methode

Wegen der Totzeit T kann das Geiger-Müller-Zählrohr nicht die wirkliche Impulsrate N_w messen, sondern nur eine Impulsrate N_r registrieren. Unter der vereinfachten Annahme, dass bei dieser Rate für den Teil $T \cdot N_r$ der Zeit das Zählrohr unempfindlich ist, so gilt:

$$N_w = \frac{N_r}{1 - T \cdot N_r} \quad (1)$$

Wenn nun N_1 einer Probe 1 gemessen, eine zweite Probe hinzugefügt und N_{1+2} gemessen wird und die Zählrate N_2 alleine gemessen wird, kann beobachtet werden, dass wegen der Totzeit

$$N_{1+2} < N_1 + N_2$$

gilt. Da die wirklichen Zählraten aber unabhängig von T sind folgt:

$$N_{w_{1+2}} = N_{w_1} + N_{w_2}$$

und mit (1)

$$\frac{N_{1+2}}{1 - T \cdot N_{1+2}} = \frac{N_1}{1 - T \cdot N_1} + \frac{N_2}{1 - T \cdot N_2}.$$

Mit der Annahme das $T^2 N_r^2 \ll 1$ kann die Totzeit deshalb berechnet werden zu

$$T = \frac{N_1 + N_2 - N_{1+2}}{2N_1N_2} \quad (2)$$

2.3 Freigesetzte Ladungsmenge pro eindringendem Teilchen

Für den im Zählrohr fließenden Strom gilt, wenn Z Teilchen im Zeitraum Δt eindringen:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \cdot Z. \quad (3)$$

Da nur der zeitlich gemittelte Strom gemessen wird, gilt mit dem Ohmschen Gesetz:

$$I = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{U(t)}{R} dt.$$

Gleichsetzen liefert, das ΔQ abhängig von U ist.

3 Aufbau

Es wird eine Schaltung gemäß des in Abbildung 5 zu sehenden Schemas aufgebaut. Die als Probe verwendete β -Quelle wird auf der Seite des eingewölbten Mylar-Fensters positioniert.

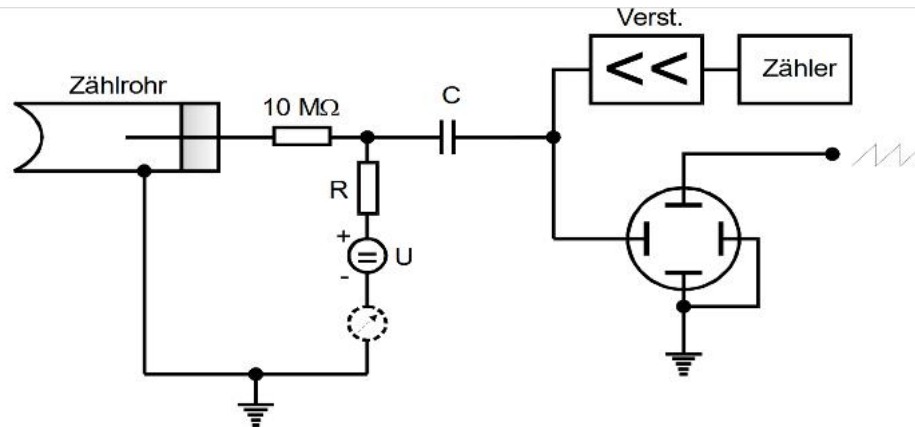


Abbildung 5: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Kenndaten eines Geiger-Müller-Zählrohrs [1].

4 Durchführung

4.1 Charakteristik des GMZ

Die β -Quelle wird vor das Endfenster gestellt und die Zählrate N in Abhängigkeit von U gemessen, wobei nur $U \leq 700 \text{ V}$ betrachtet wird um Schäden durch die selbstständige Gasentladung zu vermeiden. Als Messzeit werden $t = 60 \text{ s}$ gewählt, damit der statistische Fehler weniger als 1% beträgt.

4.2 Totzeit des GMZ

4.2.1 Totzeit-Messung über das Oszilloskop

Die Strahlintensität wird erhöht, sodass auf dem Oszilloskop ein Abbildung 3 ähnlicher Graph entsteht aus dem Tot- und Erholungszeit abgelesen werden können.

4.2.2 Totzeit-Messung mit zwei Quellen

Es wird die Zählrate N_1 einer Quelle gemessen. Eine zweite Quelle wird auf das Zählrohr gerichtet und N_{1+2} gemessen. Nach Entfernen der ersten Quelle wird N_2 gemessen.

4.3 Freigesetzte Ladungsmenge pro eindringendem Teilchen

Mit dem in Abbildung 5 zu sehenden Strommessgerät wird für verschiedene Zählrohrspannungen U der mittlere Strom im Zählrohr gemessen.

5 Auswertung

Die Graphen wurden sowohl mit Matplotlib [2] als auch NumPy [4] erstellt. Die Fehlerrechnung wurde mithilfe von Uncertainties [3] durchgeführt.

Tabelle 1: Die Messwerte für die Impulsrate N , die Spannung U und den Strom I , sowie die berechneten Werte für die pro Teilchen freigesetzte Ladungsmenge ΔQ .

$N_{\text{minute}}/1/\text{min}$	N/Bq	U/V	$I/10^{-6}\text{A}$	$\Delta Q/10^8\text{e}$	
0 ± 0	0	0 ± 0	300	0,00	0,0 ± 0,0
15 346 ± 124	256 ± 2	310	0,05	12,2 ± 0,1	
16 073 ± 127	268 ± 2	320	0,10	23,3 ± 0,2	
16 196 ± 127	270 ± 2	330	0,15	34,7 ± 0,3	
16 190 ± 127	270 ± 2	340	0,20	46,3 ± 0,4	
16 592 ± 129	277 ± 2	350	0,20	45,1 ± 0,4	
16 365 ± 128	273 ± 2	360	0,25	57,2 ± 0,4	
16 575 ± 129	276 ± 2	370	0,30	67,8 ± 0,5	
16 543 ± 129	276 ± 2	380	0,30	67,9 ± 0,5	
16 877 ± 130	281 ± 2	390	0,35	77,7 ± 0,6	
16 663 ± 129	278 ± 2	400	0,40	89,9 ± 0,7	
16 648 ± 129	277 ± 2	410	0,40	90,0 ± 0,7	
16 491 ± 128	275 ± 2	420	0,45	102,2 ± 0,8	
16 680 ± 129	278 ± 2	430	0,45	101,0 ± 0,8	
16 783 ± 130	280 ± 2	440	0,50	111,6 ± 0,9	
16 932 ± 130	282 ± 2	450	0,55	121,6 ± 0,9	
16 901 ± 130	282 ± 2	460	0,60	132,9 ± 1,0	
16 976 ± 130	283 ± 2	470	0,60	132,4 ± 1,0	
16 856 ± 130	281 ± 2	480	0,65	144,4 ± 1,1	
16 815 ± 130	280 ± 2	490	0,65	144,8 ± 1,1	
16 936 ± 130	282 ± 2	500	0,70	154,8 ± 1,2	
16 970 ± 130	283 ± 2	510	0,80	176,5 ± 1,4	
16 704 ± 129	278 ± 2	520	0,80	179,4 ± 1,4	
16 949 ± 130	282 ± 2	530	0,85	187,8 ± 1,4	
17 096 ± 131	285 ± 2	540	0,90	197,1 ± 1,5	
17 328 ± 132	289 ± 2	550	0,95	205,3 ± 1,6	
16 883 ± 130	281 ± 2	560	0,95	210,7 ± 1,6	
17 153 ± 131	286 ± 2	570	1,00	218,3 ± 1,7	
16 992 ± 130	283 ± 2	580	1,05	231,4 ± 1,8	
17 148 ± 131	286 ± 2	590	1,10	240,2 ± 1,8	
17 111 ± 131	285 ± 2	600	1,10	240,7 ± 1,8	
16 826 ± 130	280 ± 2	610	1,10	244,8 ± 1,9	
17 411 ± 132	290 ± 2	620	1,15	247,4 ± 1,9	
17 223 ± 131	287 ± 2	630	1,20	260,9 ± 2,0	
17 259 ± 131	288 ± 2	640	1,25	271,2 ± 2,1	
17 281 ± 131	288 ± 2	650	1,25	270,9 ± 2,1	
17 549 ± 132	292 ± 2	660	1,30	277,4 ± 2,1	
17 835 ± 134	297 ± 2	670	1,40	294,0 ± 2,2	
17 923 ± 134	299 ± 2	680	1,40	292,5 ± 2,2	
17 801 ± 133	297 ± 2	690	1,40	294,5 ± 2,2	
17 950 ± 134	299 ± 2	700	1,50	312,9 ± 2,3	

5.1 Die Zählrohr-Charakteristik

In Abbildung 6 ist die Zählrohr-Charakteristik graphisch mithilfe der Werte aus Tabelle 1 dargestellt. Der Fehler der registrierten Impulse bestimmt sich nach der Poisson-Statistik zu:

$$\sigma_N = \frac{\sqrt{N_{\text{minute}}}}{\Delta t}.$$

Dabei ist Δt das Zeitintervall, in dem die Impulse gemessen wurden und entspricht einer Minute. Das Plateau der Charakteristik ist im Bereich zwischen 320 V und 700 V zu erkennen. Es ist in Abbildung 7 vergrößert dargestellt und besitzt eine Länge von $\Delta U = 380$ V. Eine lineare Ausgleichsrechnung in diesen Bereich der Form $N(U) = mU + N_0$ liefert für die Steigung m und den Achsenabschnitt N_0 :

$$m = (5,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \frac{\text{Bq}}{\text{V}},$$
$$N_0 = (253 \pm 2) \text{ Bq}.$$

Der relative Plateauanstieg m_{rel} wird berechnet durch:

$$m_{\text{rel}} = \frac{N_{\text{max}} - N_{\text{min}}}{N_{\text{min}}} \cdot \frac{1}{\Delta U} = \frac{m}{N_{\text{min}}}. \quad (4)$$

Dabei sind N_{max} und N_{min} die Werte der Ausgleichsgeraden für die Impulsrate an den Rändern des Plateaus. Der Fehler bestimmt sich mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{m_{\text{rel}}} = \sqrt{\left(\frac{1}{N_{\text{min}}} \sigma_m\right)^2 + \left(\frac{m}{N_{\text{min}}^2} \sigma_{N_{\text{min}}}\right)^2}. \quad (5)$$

Dabei ist σ_m der Fehler von m und $\sigma_{N_{\text{min}}}$ der Fehler von N_{min} , welches sich über die Geradengleichung bestimmen lässt zu:

$$N_{\text{min}} = (272 \pm 3) \text{ Bq}.$$

Damit berechnet sich m_{rel} nach Formel (4) und (5) zu:

$$m_{\text{rel}} = (2,2 \pm 0,2) \% / 100 \text{ V}.$$

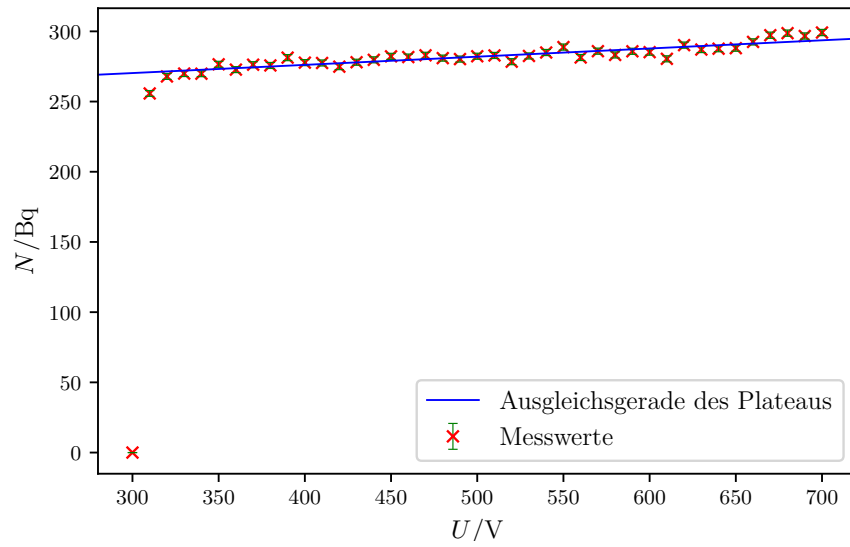


Abbildung 6: Die Impulsrate N in Abhängigkeit von der Spannung U .

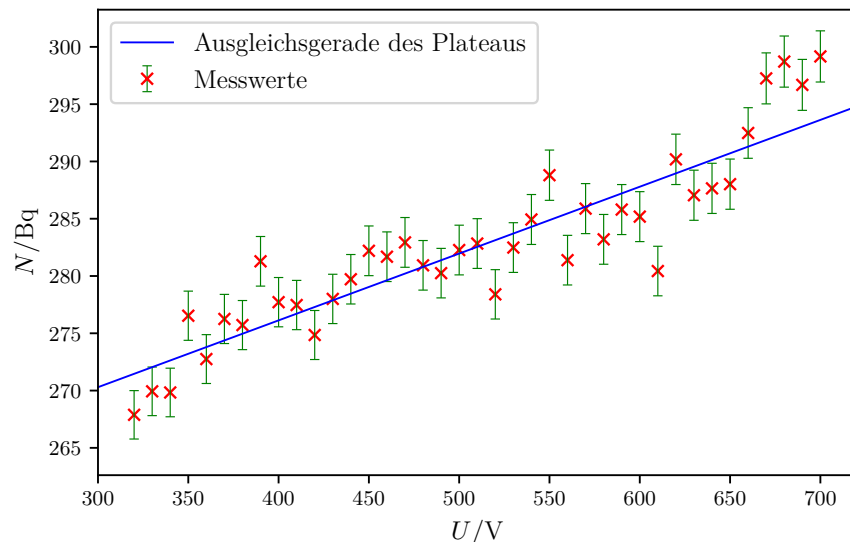


Abbildung 7: Die Impulsrate N in Abhängigkeit von der Spannung U im Plateaubereich.

5.2 Bestimmung der Totzeit

Bei $U = 500 \text{ V}$ lässt sich am Oszilloskop eine Totzeit von $T = 100 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ ablesen. Die Erholungszeit bei $U = 600 \text{ V}$ wird zu $T = 225 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ abgeschätzt.

Bei der Zweiquellenmethode kann die Totzeit nach Formel (2) berechnet werden. Dabei sind N_1 die Impulsrate der ersten, N_2 die der zweiten und N_{1+2} die Impulsrate beider Quellen und haben die Werte:

$$\begin{aligned}N_1 &= (286 \pm 2) \text{ Bq} \\N_2 &= (18 \pm 1) \text{ Bq} \\N_{1+2} &= (302 \pm 2) \text{ Bq}\end{aligned}$$

Somit ergibt sich für T :

$$T = (120 \pm 310) \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

Der Fehler σ_T von T berechnet sich dabei nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_T = \sqrt{\left(\frac{N_{1+2} - N_2}{2N_1^2 N_2} \sigma_{N_1}\right)^2 + \left(\frac{N_{1+2} - N_1}{2N_1 N_2^2} \sigma_{N_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{2N_1 N_2} \sigma_{N_{1+2}}\right)^2} \quad (6)$$

5.3 Bestimmung der freigesetzten Ladungsmenge pro einfallendem Teilchen

Nach Formel (3) berechnet sich die freigesetzte Ladungsmenge mit:

$$\Delta Q = \frac{I}{N}.$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 eingetragen. In Abbildung 8 ist ΔQ gegen U aufgetragen und es wurde eine lineare Ausgleichsrechnung der Form $\Delta Q(U) = mU + Q_0$ ausgeführt um die Linearität zu überprüfen.

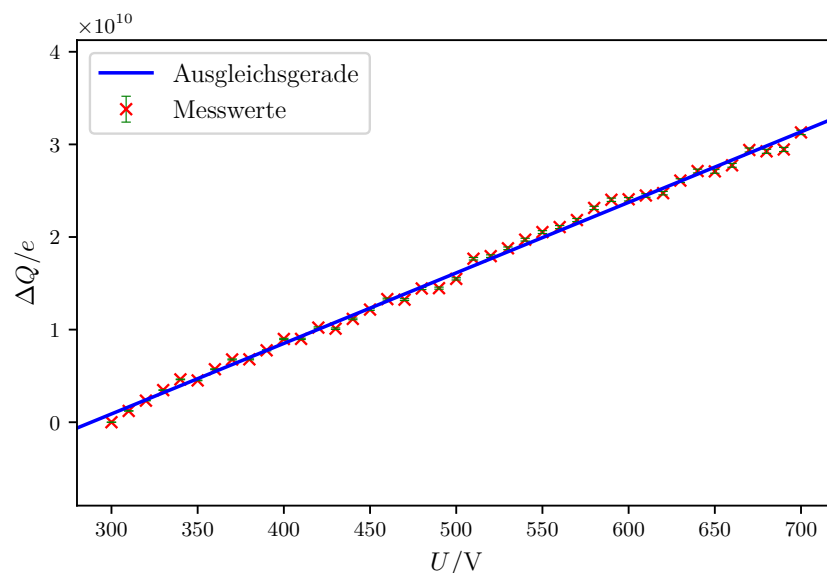


Abbildung 8: Die pro Teilchen freigesetzte Ladungsmenge ΔQ in Abhängigkeit von der Spannung U .

6 Diskussion

Literatur

- [1] TU Dortmund. *V703 Das Geiger-Müller-Zählrohr*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V703.pdf> (besucht am 10.04.2018).
- [2] John D. Hunter. *Matplotlib: A 2D Graphics Environment*. Version 1.5.3. URL: <http://matplotlib.org/> (besucht am 13.11.2017).
- [3] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 3.0.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/> (besucht am 13.11.2017).
- [4] Travis E. Oliphant. *NumPy: Python for Scientific Computing*. Version 1.11.1. URL: <http://www.numpy.org/> (besucht am 13.11.2017).